

УДК 537.591.15

НЕЙТРОННЫЕ СОБЫТИЯ В ПОДЗЕМНОМ МОНИТОРЕ ТЯНЬ-ШАНЬСКОЙ ВЫСОКОГОРНОЙ СТАНЦИИ

А. П. Чубенко, А. Л. Щепетов, Л. И. Вильданова,
М. И. Вильданова, П. А. Чубенко

На нейтронном мониторе, который установлен в подземном помещении Тянь-Шаньской высокогорной станции ФИАН (3340 м н.у.м.), под слоем грунта толщиной 20 м.в.э., измерен спектр нейтронных событий по множественности (кратности) регистрируемых нейтронов. Дифференциальный спектр по M (спектр кратностей) в первом приближении имеет степенной вид: $dN/dM = 0.3 \cdot M^{-3.7} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Интенсивность спектра в 350–450 раз ниже, чем интенсивность событий в наземном супермониторе НМ64. Значение показателя наклона спектра $\gamma + 1 = 3.7 \pm 0.1$ совпадает с показателем энергетического спектра тормозных гамма-квантов мюонов высокой энергии (выше 1 ТэВ), генерируемых в свинцовом поглотителе монитора. При этом экспериментальная интенсивность на два порядка выше, чем ожидаемая интенсивность событий от тормозного излучения мюонов. Пространственное распределение нейтронов в мониторе свидетельствует об их образовании одиночными частицами. Временное распределение нейтронов в мониторе имеет экспоненциальный вид с постоянной времени жизни $\tau = 360 - 390 \text{ мкс}$. Отмечаются трудности в интерпретации спектра кратностей электромагнитными и ядерными взаимодействиями мюонов в мониторе без привлечения новых проникающих частиц.

В состав экспериментального комплекса ATHLET [1] входит создаваемая в настоящее время на Тянь-Шаньской высокогорной научной станции ФИАН (ТШВНС, 3340 м над уровнем моря) установка для исследования частиц космического излучения в диапазоне энергий $10^{12} - 2 \cdot 10^{18}$ эВ HADRON-M. Составной частью этой установки являются ионизационно-нейтронный калориметр ИНКА-44 с системой окружающих его нейтронных мониторов [2], предназначенные для изучения адронной компоненты широких атмосферных ливней. Для этих нейтронных мониторов разработана новая система регистрации сигналов (схемы подключения нейтронных счетчиков, электроника для каналов регистрации и система сбора данных). Данная система испытывается на нейтронном мониторе, который был смонтирован в виде трех секций весной 2005 г. в подземном помещении ТШВНС под слоем грунта толщиной 20 м.в.э. (метров водного эквивалента). На этом же мониторе также апробируются в качестве замедлителей испарительных нейтронов новые материалы (резина и дерево).

В процессе работы были проведены измерения интенсивности нейтронных событий в зависимости от числа регистрируемых нейтронов M (спектра кратностей), а также исследованы пространственные и временные характеристики этих событий. Анализ предварительных результатов составляет предмет настоящей статьи.

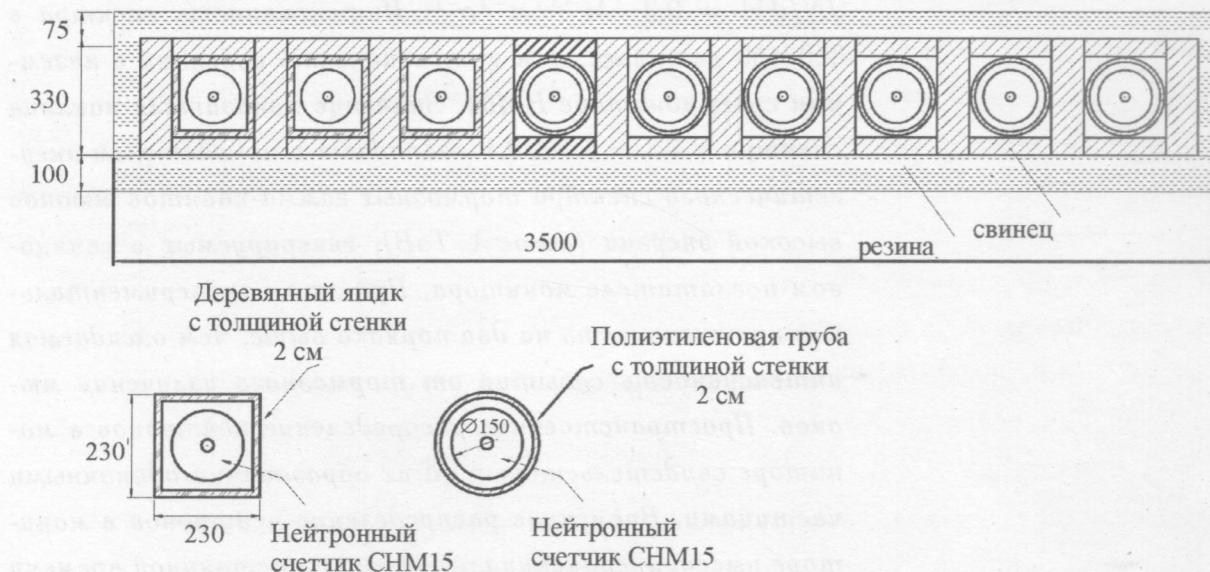


Рис. 1. Внутреннее устройство стандартной секции нейтронного супермонитора HM64 (вверху) и секции нейтронного монитора в подземном помещении ТШВНС (внизу). Размеры указаны в миллиметрах.

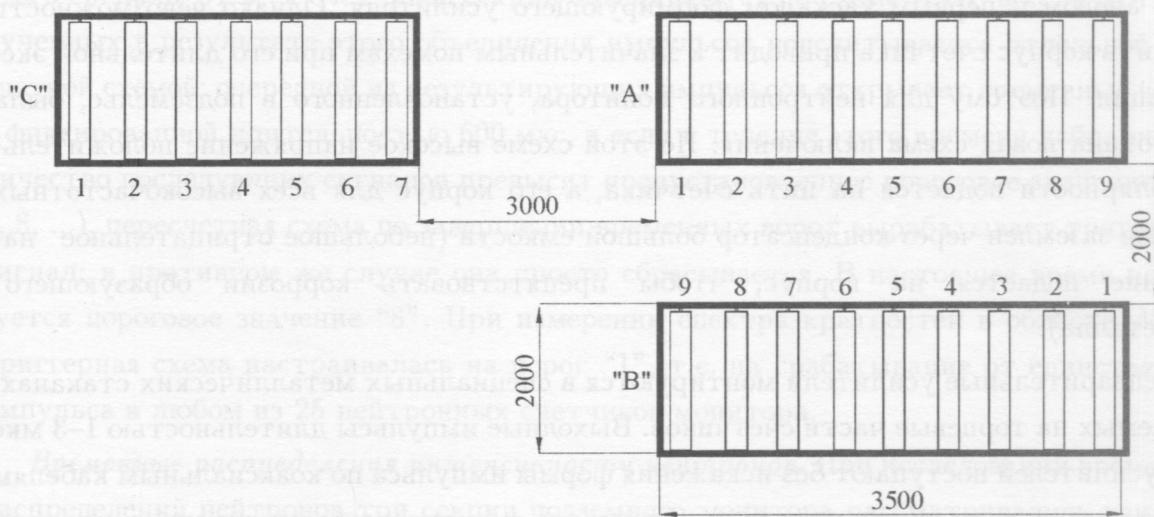


Рис. 2. Расположение секций нейтронного монитора в подземном помещении.

Подземный нейтронный монитор ТШВНС. Нейтронный монитор в подземном помещении ТШВНС состоит из трех секций, включающих в себя 9, 9 и 7 нейтронных счетчиков СНМ15 (рис. 1 и 2). Расстояния между секциями сопоставимы с их размерами. В качестве внешнего замедлителя–рефлектора тепловых нейтронов в подземном мониторе применяются листы резины с повышенным содержанием водорода. В качестве внутреннего замедлителя используются либо стандартные полиэтиленовые, либо деревянные трубы.

Секции монитора были конструктивно собраны максимально близко к схеме секции стандартного супермонитора HM64 [3], который расположен над подземным помещением и данные которого [4] ниже используются для сравнения с данными подземного монитора.

Замедленные нейтроны тепловых энергий регистрируются газовыми пропорциональными счетчиками СНМ15 посредством ядерной реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ – обогащенный изотопом ^{10}B газ BF_3 введен в состав наполнения счетчиков. Длина счетчика составляет 2 м, диаметр – 15 см.

Стандартной схемой включения нейтронных детекторов, применяемой в мониторах HM64, является схема с отрицательной полярностью высоковольтного источника питания. При этом способе подключения питающее счетчик напряжение –2.5 кВ подается на его корпус, а анодная нить остается при потенциале земли. Достоинство такой схемы – отсутствие потребности в переходном конденсаторе с высоким рабочим напряжением

между анодом и первым каскадом формирующего усилителя. Однако невозможность заземлить корпус счетчика приводит к значительным помехам при его длительной эксплуатации. Поэтому для нейтронного монитора, установленного в подземелье, была разработана новая схема включения. По этой схеме высокое напряжение положительной полярности подается на нить счетчика, а его корпус для всех высокочастотных сигналов заземлен через конденсатор большой емкости (небольшое отрицательное напряжение подается на корпус, чтобы препятствовать коррозии образующего его металла).

Предварительные усилители монтируются в специальных металлических стаканах, надеваемых на торцевые части счетчиков. Выходные импульсы длительностью 1–3 мкс с предусилителей поступают без искажения формы импульса по коаксиальным кабелям длиною несколько десятков метров на платы, где смонтированы усилители, дискриминаторы и формирователи прямоугольных импульсов.

Как показали проводившиеся ранее на Тянь-Шаньском супермониторе НМ64 специальные измерения, собственное мертвое время счетчика СНМ15 (по крайней мере, в условиях фоновых загрузок, $80\text{--}100 \text{ с}^{-1}$) не превышает указанной длительности стандартных импульсов 1 мкс [5].

Пороговая для срабатывания компаратора амплитуда выходного сигнала на аноде нейтронного счетчика составляет 10 мВ.

Стандартизованные по длительности и амплитуде импульсы от нейтронных детекторов подаются на пересчетные схемы малой емкости (до 15-ти импульсов), выходы которых подключены к буферному кольцевому ОЗУ. Каждая пересчетная схема подсчитывает количество импульсов, поступивших на ее вход в течение временного интервала фиксированной длительности (60 мкс); эти числа запоминаются в ОЗУ. Емкости ОЗУ хватает на хранение 85-ти отсчетов для 25-ти нейтронных счетчиков монитора, после чего цикл повторяется. При поступлении сигнала, отмечающего начало нейтронного события в мониторе – триггера – система делает еще 67 отсчетов интенсивности и прекращает работу, сигнализируя управляемому компьютеру о своей готовности к выдаче данных. Таким образом, при регистрации каждого нейтронного события доступны 67 отсчетов с общей длительностью 4020 мкс после момента триггера и 18 интервалов (1080 мкс) – предшествующие этому моменту.

Используемый в настоящее время алгоритм формирования триггерного сигналаначен на отбор событий, когда в течение короткого времени (порядка миллисекунды) в одной из секций монитора появляются сразу несколько нейтронных импульсов. Для

этого сигналы от всех счетчиков секции объединяются по схеме ИЛИ, а количество полученных в результате этого объединения импульсов подсчитывается отдельной пересчетной схемой: очередной из результирующих импульсов открывает временные ворота с фиксированной длительностью 600 мкс, и если в течение этого времени набранное количество последующих сигналов превысит предустановленное пороговое значение (1, 2, 4, 8, ...), пересчетная схема по завершении временных ворот вырабатывает триггерный сигнал; в противном же случае она просто сбрасывается. В настоящее время используется пороговое значение "8". При измерении спектра кратностей в области $M \geq 1$ триггерная схема настраивалась на порог "1", т.е. на срабатывание от единственного импульса в любом из 25 нейтронных счетчиков монитора.

Временные распределения интенсивности нейtronов. При исследовании временных распределений нейtronов три секции подземного монитора рассматривались как независимые. В статистику для дальнейшей обработки включались данные только одной секции, имеющей максимальное число зарегистрированных нейтронных импульсов M . Такое же условие применялось ранее и при построении временных распределений нейтронов в трех секциях стандартного супермонитора HM64 [6].

Усредненные временные распределения интенсивности нейтронов для различных интервалов кратности M показаны на рис. 3. Интенсивность фонового счета в секции подземного монитора из девяти счетчиков составляет 4.5 имп/с; нижняя граница диапазона исследованных кратностей, 14, выбиралась так, чтобы исключить влияние на форму временного распределения сигналов от фоновых нейтронов на протяжении всего временного интервала вплоть до 4000 мкс.

Как видно из рисунка, рассматриваемые распределения хорошо описываются простой экспонентой со временем жизни $\tau = 360 - 380$ мкс, а их форма практически не зависит от значения нейтронной кратности.

Как показали наши измерения, временные распределения нейтронов для стандартного супермонитора HM64 имеют несколько другой вид: им соответствует сумма двух экспонент с временем жизни $\tau_1 = 240$ мкс и $\tau_2 = 650$ мкс [6]. Причина этого различия, очевидно, в том, что использованные в подземном мониторе нестандартные материалы (резина, дерево) имеют худшие характеристики с точки зрения удержания тепловых нейтронов.

Заметная разница в форме временных распределений нейтронов между обеими установками означает, что эффективность регистрации испарительных нейтронов в подземном мониторе меньше, чем в стандартном мониторе HM64 (которая составляет 5% [3]).

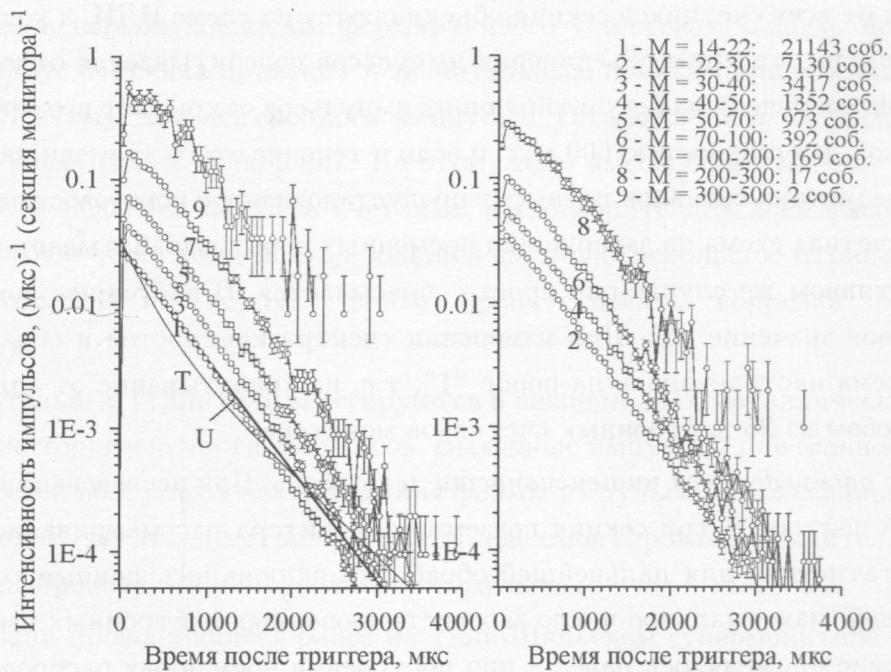


Рис. 3. Усредненные временные распределения нейтронов в подземном помещении ТШВНС. Кривая U – экспонента со временем жизни 410 мкс, кривая T соответствует типичному виду временного распределения в супермониторе HM64.

Следовательно, измеряемые в подземном помещении нейтронные кратности M занижены по сравнению с кратностями монитора HM64 при одном и том числе генерированных в свинце испарительных нейтронов, на 20-30%.

Пространственные распределения нейтронов в подземном помещении. Характерной особенностью событий, наблюдаемых в подземном мониторе ТШВНС, является узкое пространственное распределение регистрируемых под землей нейтронов: вплоть до самых высоких значений наблюдаемых кратностей $M \sim 500$ весь нейтронный сигнал появляется только в одной из трех секций, что хорошо видно на примере подземных нейтронных событий, которые показаны на рис. 4. (Взаимное расположение графиков соответствует действительному расположению секций монитора в подземном помещении, см. рис. 2.)

Следовательно, в подземном мониторе нейтронные события во всей области наблюдаемых кратностей образуются одиночными частицами либо узкими группами частиц.

Сравнение спектров кратностей нейтронов в подземном и наземном мониторах. Дифференциальный спектр кратностей нейтронных событий, наблюденных в подзем-

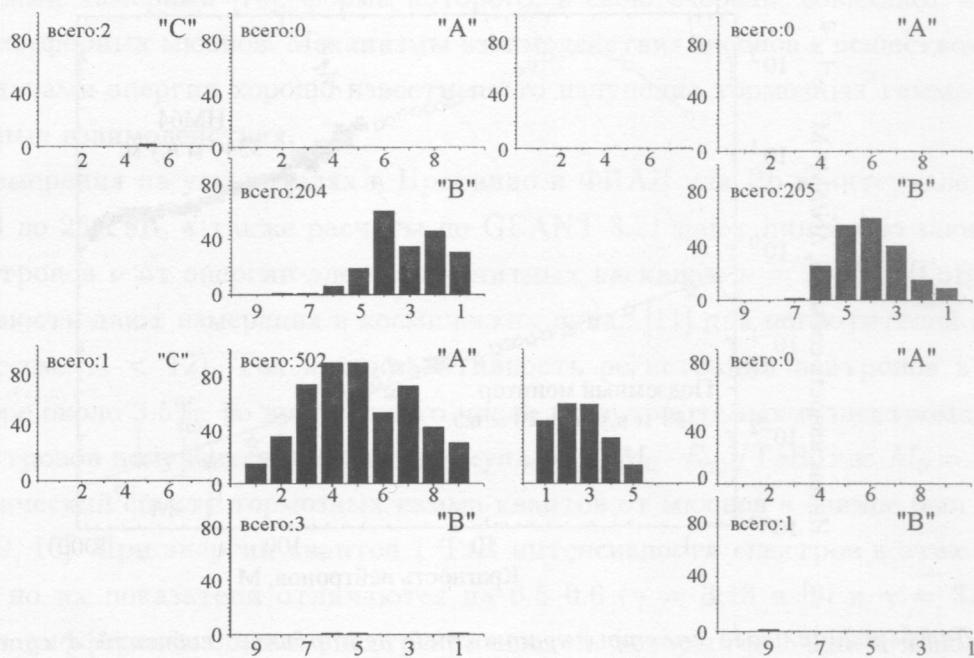


Рис. 4. Распределение числа нейтронов между отдельными каналами подземного монитора в четырех типичных событиях.

ном нейтронном мониторе, показан на рис. 5. Для сравнения на этом же рисунке приведен спектр кратностей, полученный на наземном супермониторе HM64. При построении спектров данные трех секций каждого из мониторов обрабатывались независимо; после этого спектры всех секций каждого монитора усреднялись. Диагональные пунктирные прямые показывают уровни равной интенсивности событий на обеих установках.

Суммарное живое время работы установки, в течение которого получены представленные здесь данные, составляет 2200 ч для подземного монитора и свыше 50000 ч – для монитора HM64.

Как видно из рис. 5, дифференциальный спектр кратностей в подземном мониторе описывается степенной функцией: $dN/dM = 0.3 \cdot M^{-3.7} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Степенная форма спектра в подземном мониторе близка к форме спектра в мониторе HM64 в области $M > 5$ (отличие в показателях наклона не превышает 0.3), несмотря на то, что природа частиц, ответственных за нейтронные события в обеих установках, должна быть совершенно различной. Действительно, в мониторе HM64 события генерируются адронами космических лучей, которые полностью поглощаются грунтом, так как их пробег для поглощения составляет 120–130 г/см² [7] и в слое грунта толщиной

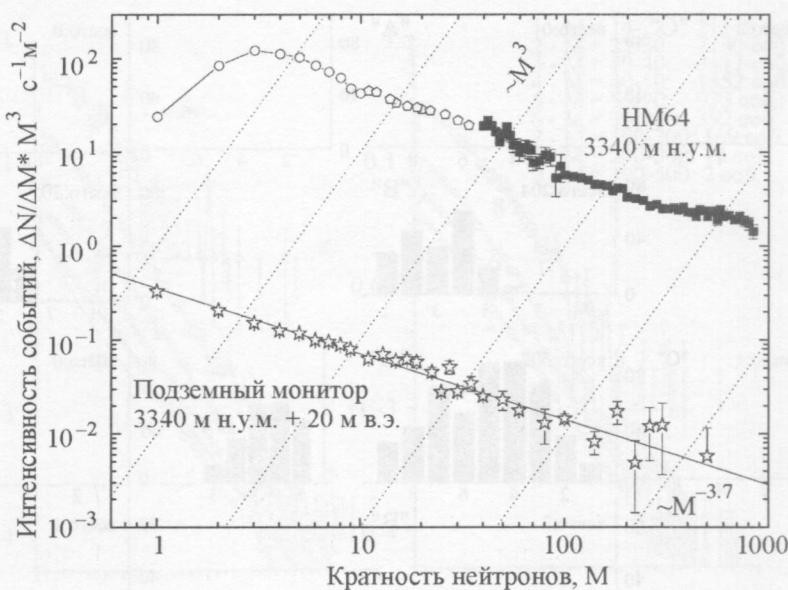


Рис. 5. Дифференциальные спектры кратностей нейтронных событий в супермониторе HM64 и в подземном мониторе ТШВНС.

2000 г/см² их поток ослабляется более чем в 10⁶ раз. Так как экспериментальные интенсивности спектров в области $M > 5$ отличаются только в 350–450 раз, то отсюда следует, что события, регистрируемые в подземном мониторе, генерируются частицами с проникающими свойствами мюонов. Этот вывод подтверждается и тем обстоятельством, что в области малых значений кратности, $M \leq 5$, формы спектров в мониторах существенно различны.

Следует заметить, что поскольку эффективность регистрации испарительных нейтронов в подземном мониторе может быть в 1.5 раза меньше, чем в мониторе HM64, то приведенное значение является верхней границей для отношения интенсивностей наземного и подземного мониторов. Следовательно, нейтронные события под землей образуются не адронами, а проникающими частицами, вероятнее всего, мюонами.

Интерпретация экспериментальных данных. Если оставаться в рамках обычных представлений, не привлекая для объяснения нейтронных событий в подземном мониторе какой-либо экзотики, то эти события должны образовываться в результате взаимодействия энергичных мюонов ($E_\mu > 1$ ТэВ) со свинцовым генератором монитора. Действительно, показатель наклона экспериментального спектра практически совпадает с показателем наклона спектра тормозных гамма-квантов, измеренного рентген-

эмulsionционными камерами [10], форма которого, в свою очередь, совпадает с формой спектра атмосферных мюонов. Механизмы взаимодействия мюонов с веществом с большими передачами энергии хорошо известны: это излучение тормозных гамма-квантов и фотоядерные взаимодействия.

Наши измерения на ускорителях в Протвино и ФИАН для Pb в интервале энергий от 100 МэВ до 26 ГэВ, а также расчеты по GEANT 3.21 дают линейную зависимость выхода нейтронов ν от энергии электромагнитных каскадов: $\nu = 3 \cdot E_{\gamma,e}/\text{ГэВ}$. Подобную зависимость дают измерения в космических лучах [11] для поглотителей с малым атомным весом ($A < 12$). Так как эффективность регистрации нейтронов в подземном мониторе около 3.5%, то для среднего числа регистрируемых в электромагнитном каскаде нейтронов получается простая формула $M = M_0 \cdot E_{\gamma,e}/\text{ТэВ}$, где $M_0 = 10$.

Энергетический спектр тормозных гамма-квантов от мюонов в свинце был измерен в работах [9, 10]. При энергии квантов 1 ТэВ интенсивности спектров в этих работах совпадают, но их показатели отличаются на 0.5–0.6 ($\gamma = 3.13$ в [9] и $\gamma = 3.65 - 3.7$ в [10]). Наш дифференциальный спектр кратностей, который мы будем использовать ниже, имеет показатель наклона 3.7, совпадающий с данными [10].

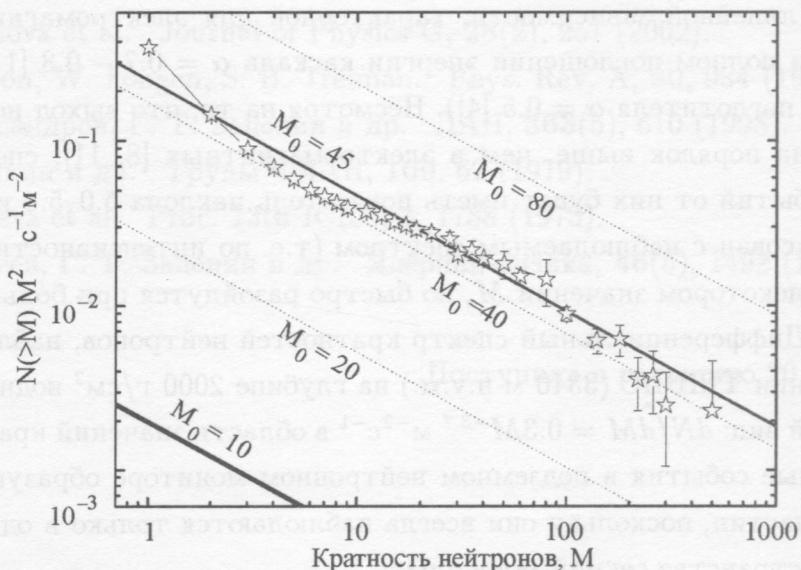


Рис. 6. Интегральный спектр кратностей нейтронов в подземном мониторе ТШВНС.

Сравнение экспериментального спектра кратностей нейтронных событий с ожидаемым спектром от гамма-квантов удобно проводить в интегральном виде. На рис. 6 показан интегральный спектр, полученный из дифференциального спектра рис. 5. Используя

зависимость кратности M от энергии гамма-кванта и интегрируя дифференциальный спектр из [10], был рассчитан ожидаемый спектр нейтронных кратностей, который изображен жирной прямой линией на рис. 6. При интегрировании спектра гамма-квантов принималось угловое распределение мюонов в виде $1/\cos\theta$ (θ – зенитный угол, толщина свинцового поглотителя $150 \text{ г}/\text{см}^2$, телесный угол $\Omega = 2\pi$ стерад, $\theta < 85^\circ$, $\langle \cos\theta \rangle = 0.4$).

Как видно из рис. 6, интенсивность ожидаемого спектра на два порядка ниже, чем экспериментального. Для согласования спектров по интенсивности в формуле $M = M_0 \cdot E_\gamma$ константу M_0 будем рассматривать как параметр. На рис. 6 показано семейство прямых, соответствующих ожидаемым спектрам кратностей для различных значений параметра M_0 . Интенсивность экспериментального спектра согласуется со значением $M_0 \approx 55$. Это означает, что выход нейтронов в электромагнитных каскадах должен быть в 5 раз выше, что противоречит экспериментам на ускорителях и расчетам.

Рассмотрим ожидаемый спектр кратностей от ядерных взаимодействий мюонов. Так как потери энергии мюонов на этот процесс в свинце составляют меньше 5% от потерь на тормозное излучение, то интенсивность ядерных каскадов в нашем случае должна составлять не более 5% от интенсивности тормозных гамма-квантов. Следует подчеркнуть, что зависимость выхода нейтронов в ядерных каскадах от энергии существенно отличается от линейной зависимости, характерной для электромагнитных каскадов: $\nu = C \cdot E^\alpha$ (при полном поглощении энергии каскада $\alpha = 0.7 - 0.8$ [11], а для нашего случая тонкого поглотителя $\alpha = 0.5$ [4]). Несмотря на то, что выход нейтронов в ядерных каскадах на порядок выше, чем в электромагнитных [8, 11], спектр кратностей нейтронных событий от них будет иметь показатель наклона 5.0–5.4 и поэтому не может быть согласован с наблюдаемым спектром (т.е. по интенсивности спектры могут совпадать при некотором значении M , но быстро разойдутся при больших значениях).

Выводы. 1. Дифференциальный спектр кратностей нейтронов, наблюдаемый в подземном помещении ТШВНС (3340 м н.у.м.) на глубине 2000 г/см² водного эквивалента имеет степенной вид: $dN/dM = 0.3M^{-3.7} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$ в области значений кратности выше 4.

2. Нейтронные события в подземном нейтронном мониторе образуются в каскадах от одиночных частиц, поскольку они всегда наблюдаются только в одной из трех разнесенных в пространстве секций монитора.

3. Временные распределения регистрируемых нейтронов в событиях практически не зависят от кратности и хорошо аппроксимируются одной экспонентой с временем жизни $\tau = 360 - 390$ мкс.

4. Сравнение интенсивности нейтронных событий в подземном мониторе с интенсивностью событий в наземном мониторе HM64 показывает, что пробег поглощения компоненты, ответственной за события в подземном мониторе, составляет не менее 380–420 г/см², что в 3–3.5 раза больше пробега поглощения обычных адронов.

5. Имеются большие трудности в интерпретации экспериментального спектра кратностей нейтронных событий, полученного на подземном мониторе, в рамках обычных представлений о мюонном происхождении проникающей компоненты на больших глубинах.

Работа поддержана грантами РФФИ номера 05-02-08070, 05-02-16655 и 06-02-16969.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] A. P. Chubenko et al. in *Proc. 28th ICRC, Tsukuba 2003* (Tsukuba, 2003), p. 977.
- [2] И. В. Амурина и др. Изв. РАН, Сер. физ., **69**(3), 356 (2005).
- [3] C. J. Hatton, H. Carmichel, Can. J. of Physics, **42**, 2443 (1964).
- [4] В. П. Антонова и др. Изв. РАН, Сер. физ., **66**(11), 1578 (2002).
- [5] А. Л. Щепетов. Диссертация на соиск. степ. кандидата физ.-мат. наук (ФИАН, М., 2000).
- [6] V. P. Antonova et al. Journal of Physics G, **28**(2), 251 (2002).
- [7] J. A. Simpson, W. Fongen, S. B. Treiman. Phys. Rev. A, **90**, 934 (1953).
- [8] К. В. Александров, Г. Т. Зацепин и др. ДАН, **363**(5), 610 (1998).
- [9] А. Д. Ерлыкин и др. Труды ФИАН, **109**, 62 (1979).
- [10] T. P. Amineva et al. Proc. 13th ICRC, **3**, 1788 (1973).
- [11] Р. И. Еникеев, Г. Т. Зацепин и др. Ядерная физика, **46**(5), 1492 (1987).

Поступила в редакцию 20 декабря 2006 г.